

DOI: 10.18721/JPM.13305  
УДК 532.517

## **ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦИРКУЛЯЦИИ ВОЗДУХА В ПОМЕЩЕНИИ ПРИ ПОДАЧЕ ИЗ ПЛОСКОЙ ЩЕЛИ. I. Отработка применения вихререзающего подхода с использованием периодической постановки**

**М.А. Засимова<sup>1</sup>, Н.Г. Иванов<sup>1</sup>, Д. Марков<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
Санкт-Петербург, Российская Федерация;

<sup>2</sup> Софийский технический университет, София, Болгария

Представлены методика и результаты численного моделирования турбулентного течения воздуха в тестовом помещении на основе вихререзающего подхода – метода моделирования крупных вихрей с пристенным моделированием. Вентиляция помещения осуществляется плоской воздушной струей, подаваемой из расположенного под потолком на торцевой стенке щелевого отверстия, при значении числа Рейнольдса  $Re = 5233$ . Геометрия помещения и параметры течения соответствуют классическому тестовому эксперименту (Nielsen et al., 1978), однако задача ставилась как периодическая, что справедливо для помещения, сильно вытянутого в поперечном направлении. Расчеты в программном пакете ANSYS Fluent выполнены с использованием весьма подробных сеток размерностью до  $6 \cdot 10^7$  ячеек. Подробно описаны результаты методических расчетов, направленных на оценку адекватности выполненного численного моделирования, в частности проведен анализ сеточной зависимости и дана оценка колмогоровского масштаба для рассматриваемого течения.

**Ключевые слова:** турбулентное течение, плоская струя, метод моделирования крупных вихрей, вентиляция

**Ссылка при цитировании:** Засимова М.А., Иванов Н.Г., Марков Д. Численное моделирование циркуляции воздуха в помещении при подаче из плоской щели. I. Отработка применения вихререзающего подхода с использованием периодической постановки // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2020. Т. 13. № 3. С. 56–74. DOI: 10.18721/JPM.13305

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

## **NUMERICAL MODELING OF AIR DISTRIBUTION IN A TEST ROOM WITH 2D SIDEWALL JET. I. Foundations for eddy resolving approach application based on periodical formulation**

**M.A. Zasimova<sup>1</sup>, N.G. Ivanov<sup>1</sup>, D. Markov<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russian Federation;

<sup>2</sup> Technical University of Sofia, Sofia, Bulgaria

The paper presents the methods and results of numerical modeling of turbulent airflow in a test room based on the vortex-resolving wall-modeled large eddy simulation approach. The room ventilation is provided by a plain air jet at  $Re = 5233$ . The jet is supplied from a slit placed at a side wall under the ceiling. The room geometry and airflow parameters correspond to the experimental benchmark test by Nielsen et al. (1978), but with the periodicity boundary conditions in the transverse direction. Calculations were carried out with the ANSYS Fluent software using fine grids consisting of up to  $6 \cdot 10^7$  cells. The paper presents detailed analysis of parametric computations aimed at the evaluation of numerical

simulation adequacy. In particular, the grid dependency study was performed and the Kolmogorov scale was estimated.

**Keywords:** turbulent airflow, plain jet, Large Eddy Simulation, ventilation

**Citation:** Zasimova M.A., Ivanov N.G., Markov D., Numerical modeling of air distribution in a test room with 2D sidewall jet. I. Foundations for eddy resolving approach application based on periodical formulation, St. Petersburg Polytechnical State University Journal. Physics and Mathematics. 13 (3) (2020) 56–74. DOI: 10.18721/JPM.13305

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

## Введение

Одна из задач, решаемых при проектировании и модернизации зданий – это организация систем отопления, вентиляции и кондиционирования (ОВК) воздуха, которые устанавливаются для обеспечения микроклимата помещений. Комфорт и безопасность в обитаемых помещениях обеспечивается поддержанием параметров воздушной среды (скорости движения воздуха, его температуры, концентрации содержащихся в нем вредных примесей и др.) в требуемом диапазоне, что во многом определяется схемой воздухообмена, заложенной в основу системы вентиляции. Все большую актуальность при этом приобретает повышение точности оценки состояния воздушной среды, обеспечиваемого разрабатываемой системой вентиляции.

В последние годы при проектировании вентиляционных систем все чаще используются методы вычислительной гидродинамики, позволяющие проводить трехмерное моделирование турбулентных струйных течений. В инженерной практике стали широко применяться подходы, дающие оценку параметров течения на основе численного решения осредненных по Рейнольдсу стационарных или нестационарных уравнений Навье – Стокса (*англ.* RANS/URANS: Steady/Unsteady Reynolds Averaged Navier – Stokes). RANS/URANS-подходы применялись, например, при проектировании и/или модернизации систем вентиляции плавательного бассейна [1], ледовой арены [2], университетской аудитории, представляющей историческую и архитектурную цен-

ность [3], интерьера Исаакиевского собора в Санкт-Петербурге [4].

При разработке систем жизнеобеспечения и поддержания комфорта применение методов вычислительной гидродинамики оказывается еще более важным, чем при проектировании систем вентиляции зданий, так как в этом случае практически каждый раз предлагаемое решение является уникальным. Пример решения таких задач – расчет вентиляции кабин пилотов и салонов пассажирских самолетов [5, 6]. На протяжении двух последних десятилетий с помощью RANS/URANS-подходов проводится оценка работоспособности и эффективности систем жизнеобеспечения космических аппаратов. В частности, проведены расчеты состояния атмосферы Международной космической станции (МКС) в штатных условиях [7], а также после применения углекислотного огнетушителя в американском сегменте МКС [8].

Несмотря на примеры успешного решения прикладных вентиляционных задач, вопрос о точности результатов, полученных с применением RANS/URANS-подходов при расчете воздухораспределения в помещениях, остается открытым. Оценка степени неопределенности результатов RANS/URANS-расчетов может осуществляться либо при непосредственном сравнении получаемых в расчетах результатов с данными физического эксперимента, либо с помощью сравнения RANS/URANS-результатов с данными, полученными с использованием более точных вихререзающих подходов к описанию турбулентных течений.

В качестве вихреразрешающего подхода можно применить метод прямого численного моделирования (*англ.* DNS: Direct Numerical Simulation), основанный на первых принципах. При использовании DNS-подхода решаются полные уравнения Навье – Стокса, что при правильном применении метода позволяет описать все масштабы турбулентности. Как известно, DNS-подход требует колоссальных вычислительных затрат и его применение ограничено весьма умеренными значениями числа Рейнольдса. Альтернативой, позволяющей проводить численные исследования с использованием обозримых вычислительных затрат, служит метод моделирования крупных вихрей (*англ.* LES: Large Eddy Simulation). При использовании LES-подхода решаются отфильтрованные уравнения Навье – Стокса, что позволяет описывать поведение крупных вихрей при полуэмпирическом моделировании вихрей малых масштабов. Метод LES в настоящее время не только позволяет проводить фундаментальные исследования, в том числе направленные на оценку точности RANS-моделирования, но и начинает применяться при решении прикладных задач [9], в том числе при моделировании вентиляционных течений, характеризующихся относительно умеренными значениями числа Рейнольдса, а также, в большинстве случаев, не слишком высокими требованиями к пристенному разрешению.

В литературе представлены работы, в которых моделирование систем ОВК осуществлялось при помощи подхода LES. Впервые моделирование воздухообмена LES-подходом представлено в работе [10], где рассматривалась вентиляция в тестовом помещении простой формы, для которого имеются экспериментальные данные [11]. Результаты решения более сложной задачи о течении в относительно загроможденном помещении, снабженном системой вытесняющей вентиляции, представлены в статье [12]. В работе [13] представлены оценки воздухораспределения, проведенные с помощью LES, во входящем в состав МКС орбитальном моду-

ле “Columbus”, снабженном многоструйной системой вентиляции; при этом результаты расчетов также сопоставлялись с экспериментальными данными. Позднее с помощью подхода LES проведено определение параметров воздухообмена в аудиторном зале университета [14] и в помещениях жилого дома [15].

Практическое применение подхода LES нуждается в отработке на основе решения тестовых задач. Настоящая работа посвящена описанию и отработке методики применения подхода LES с пристенным моделированием (*англ.* WMLES: Wall Modeled LES). В качестве объекта исследования выбрана известная тестовая задача о вентиляционном течении в помещении при подаче плоской воздушной струи из щелевого отверстия, расположенного под потолком [11]. Для этого теста имеются подробные экспериментальные данные по профилям компонент скорости и их пульсаций, измеренных с помощью лазерной доплеровской анемометрии (*англ.* LDA: Laser Doppler Anemometry). Тестовое помещение [11] представляло собой прямоугольный параллелепипед квадратного поперечного сечения, однако в настоящей работе ставится трехмерная задача с постановкой условий периодичности в поперечном направлении, то есть из рассмотрения исключаются боковые стенки.

Данная постановка позволяет правильно воспроизвести структуру течения лишь в центральной части помещения, не затрагивая особенностей трехмерной структуры вторичных течений. Но явное преимущество такой «квазидвумерной» упрощенной постановки состояло в том, что она дала возможность провести серию параметрических расчетов с существенной оптимизацией вычислительных затрат.

В настоящей работе излагаются результаты систематических методических расчетов и выработанные на их основе рекомендации по применению метода WMLES.

Эффект боковых стенок рассматривается во второй части настоящего исследования, публикуемой в отдельной статье [16],

где проводится детальное сопоставление с экспериментальными данными результатов расчетов в полной постановке, без предположения о периодичности течения [11].

### Постановка задачи

**Геометрия помещения.** Рассматривается течение воздуха в области прямоугольной формы (рис. 1). Система координат выбрана таким образом, что  $x$  – продольное направление,  $y$  – вертикальное, а  $z$  – поперечное. Начало системы координат расположено в углу помещения. Высота помещения, принятая за масштаб длины, равна  $H = 3$  м. Длина помещения составляет  $L = 9$  м, так что  $L/H = 3$ . Помещение предполагается безграничным в поперечном  $z$ -направлении, при этом вычисления проводятся для трех значений ширины  $W$  расчетной области, так что  $W/H$  принимается равным  $1/6$ ,  $1/3$  и  $1$ . Воздух подается в помещение через входное щелевое отверстие высотой  $h_{in} = 0,056H = 0,168$  м и шириной  $W$ ; это отверстие расположено непосредственно под потолком на одной из торцевых стенок. Выходное щелевое отвер-

стие, находящееся вблизи пола на противоположной стенке, имеет высоту  $h_{out} = 0,16H = 0,48$  м и ширину  $W$ . К отверстию примыкает канал длиной  $0,5H$ , включенный в расчетную область, для того чтобы предотвратить формирование возвратных токов на выходной границе области.

**Физические параметры среды и граничные условия.** Рассматривается изотермическое движение воздуха, описываемого моделью несжимаемой жидкости с постоянными физическими свойствами: плотность  $\rho = 1,23$  кг/м<sup>3</sup>, динамическая вязкость  $\mu = 1,79 \cdot 10^{-5}$  Па·с.

На вход в помещение подается воздух со среднерасходной скоростью, равной  $V_{in} = 0,455$  м/с. Число Рейнольдса, построенное по высоте входной щели, составляет  $Re = \rho h_{in} V_{in} / \mu = 5233$ . Для задания граничных условий на входе предварительно, также на основе метода WMLES, была решена вспомогательная задача о течении воздуха в плоском канале высотой  $h_{in}$ , поперечные размеры расчетной области при этом соответствуют выбранному значению  $W/H$ . В качестве

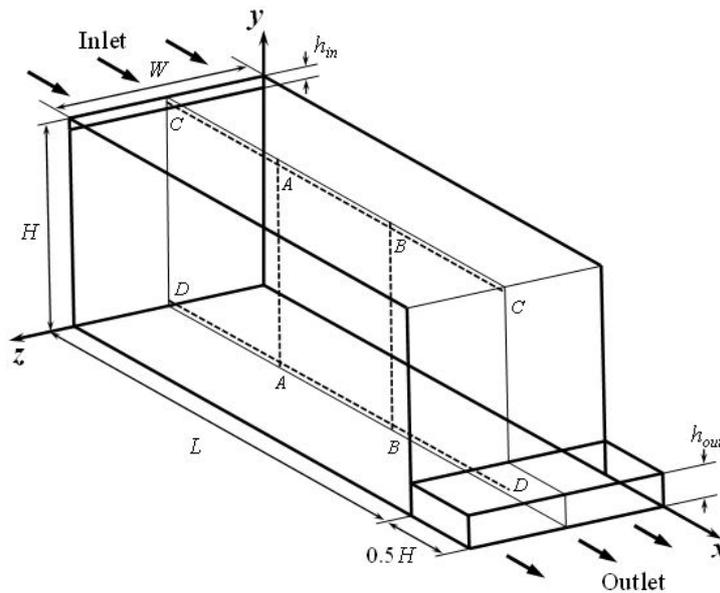


Рис. 1. Геометрия расчетной области для отношения ширины помещения к его высоте  $W/H = 1$

профилей скорости на входе в помещение использовались распределения скорости в сечении  $x/h_{in} = 18$  от входа в канал (на входе в канал задавался однородный профиль), извлеченные из осредненного во времени решения. Для варианта с поперечным размером  $W/H = 1/6$  дополнительно проводились расчеты с заданием на входе в помещение однородного профиля скорости, а также входного профиля, извлеченного из решения задачи о течении в канале в сечении  $x/h_{in} = 60$ .

На боковых границах по  $z$ -направлению задавались периодические граничные условия. На выходной границе задавались мягкие граничные условия. Остальные границы расчетной области – твердые стенки, на которых задавались условия прилипания.

**Моделирование турбулентности.** Моделирование турбулентного течения воздуха осуществлялось на основе вихреразрешающего подхода WMLES, который базируется на решении отфильтрованных уравнений Навье – Стокса (см., например, статью [9]). Актуальные переменные  $f$  при этом заменяются на сумму отфильтрованных и подсеточных переменных:

$$f = \tilde{f} + f'.$$

Величина  $\tilde{f}$  определяется выражением

$$\tilde{f}(x, t) = \int_{vol} G(x - x', \Delta) f(x', t) dx'^3, \quad (1)$$

где  $G(x - x', \Delta)$  – функция фильтра (фильтрующая функция), которая определяет размер и структуру мелкомасштабной турбулентности (например, коробчатый фильтр);  $x$  – координата рассматриваемой точки,  $\Delta$  – характерный размер фильтра (ширина фильтра).

Вихри, размер которых меньше, чем ширина фильтра, не разрешаются.

Для несжимаемой жидкости с постоянными физическими свойствами отфильтрованные уравнения Навье – Стокса можно записать в следующем виде:

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{V} = 0; \\ \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V}\mathbf{V}) = \\ = -\frac{1}{\rho} \nabla \cdot p + 2\nu(\nabla \cdot \underline{S}) - \nabla \cdot \underline{\tau}^{SGS}, \end{cases} \quad (2)$$

где  $\mathbf{V}$  – вектор скорости с компонентами  $(V_x, V_y, V_z)$ ;  $\underline{S}$  – тензор скоростей деформации,  $\underline{\tau}^{SGS}$  – слагаемое, полученное в результате пространственной фильтрации уравнений.

Для определения подсеточных напряжений используется обобщенная гипотеза Буссинеска:

$$\tau_{ij}^{SGS} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\nu_{SGS} S_{ij}, \quad (3)$$

где  $\nu_{SGS}$ ,  $m^2/c$  – подсеточная турбулентная вязкость, подлежащая определению с помощью той или иной подсеточной модели.

Классическая подсеточная модель – алгебраическая модель Смагоринского, предложенная еще в 1963 году [17]. В этой модели, на основании анализа размерностей, подсеточная вязкость выражается через размер фильтра и модуль тензора скоростей деформации:

$$\nu_{SGS} = (C_S \Delta)^2 S,$$

где  $C_S = 0,2$  – эмпирическая константа Смагоринского.

Роль фильтра при практической реализации LES-подхода играет расчетная сетка, при этом величина  $\Delta$  обычно определяется как кубический корень из объема ячейки сетки.

В настоящих расчетах использовался подход WMLES S-Omega, практическая реализация которого базируется на информации, приведенной в статье [18]. По сравнению с классической моделью Смагоринского, для определения подсеточной вязкости здесь используется модифицированный подсеточный линейный масштаб и демпфирующий

множитель (аналогичный множителю Ван Дрифта в модели Прандтля для RANS-подхода), а вместо модуля тензора скоростей деформаций  $S$  используется разность  $|S - \Omega|$ :

$$v_{SGS} = \min \left\{ (\kappa d_w)^2, (C_s \Delta)^2 \right\} |S - \Omega| \times \left( 1 - \exp \left\{ \left( -y^+ / 25 \right)^3 \right\} \right), \quad (4)$$

где  $C_s = 0,2$  – эмпирическая константа Смагоринского;  $S, c^{-1}, \Omega, c^{-1}$ , – модули тензоров скоростей деформации и завихренности

$$S = (2S_{ij}S_{ij})^{0,5}, \quad \Omega = (2\Omega_{ij}\Omega_{ij})^{0,5};$$

$\kappa = 0,41$  – постоянная Кармана;  $d_w, m$ , – расстояние до ближайшей стенки,  $y^+$  – нормированное расстояние от центра первой пристенной ячейки до стенки ( $y^+ = d_w u_\tau / \nu$ , при этом  $u_\tau = (\tau_w / \rho)^{0,5}$ , м/с, – динамическая скорость,  $\tau_w, Pa$ , – касательное напряжение на стенке).

Размер фильтра  $\Delta$ , входящий в выражение (4), которое дает определение подсеточного линейного масштаба, определяется по формуле

$$\Delta = \min \left\{ \max (C_w d_w, C_w \Delta_{max}, \Delta_{wn}), \Delta_{max} \right\}, \quad (5)$$

где  $\Delta_{max}, m$ , – максимальный размер ячейки сетки (для ортогонального шестигранника он определяется как максимальная длина ребра);  $\Delta_{wn}, m$ , – шаг сетки по направлению нормали к стенке;  $C_w = 0,15$  – эмпирическая константа.

Поскольку из решения вспомогательной задачи о течении воздуха в плоском канале для задания входных граничных условий извлекались лишь осредненные величины, для определения актуальных пульсационных характеристик (турбулентного контента) во входном сечении использовался один из доступных генераторов синтетической турбулентности – метод вихрей (Vortex Method) [19]. При активации генератора синтетической турбулентности требуется

определить интенсивность турбулентности на входной границе. В настоящих расчетах было задано значение  $I = 4\%$ .

**Вычислительные аспекты задачи.** Численное моделирование проводилось в гидродинамическом коде общего назначения ANSYS Fluent 16.2\*, в котором дискретизация определяющих уравнений осуществляется по методу конечных объемов. Использовались параметры вычислительного алгоритма, обеспечивающие дискретизацию по пространству и времени со вторым порядком точности. При аппроксимации конвективных слагаемых в уравнении движения использовалась центральная схема (опция “Central Differencing” в пакете ANSYS Fluent).

Использовался безытерационный алгоритм, который отвечает продвижению во времени по методу дробных шагов (опция NITA: Non-Iterative Time-Advancement). Шаг по времени  $\Delta t$ , равный 0,006 с, выбран так, чтобы максимальное значение числа Куранта на самой подробной сетке во всех ячейках расчетной области было меньше единицы. Расчеты показали, что увеличение временного шага с 0,006 до 0,010 с не влияет на осредненные характеристики течения, однако в тех вариантах, когда локальное число Куранта оказывается большим единицы, приходилось отказываться от использования опции NITA. Дело в том, что обеспечить эволюцию решения во времени по методу дробных шагов оказывалось невозможным, невязки начинали неограниченно расти. Для контроля за развитием нестационарного течения в расчетной области были специально размещены точки мониторинга, которые позволяли определять переход к статистически установившемуся режиму течения.

В расчетах использовались квазиструктурированные равномерные сетки без сгущения с одинаковыми кубическими ячейками, построенными в сеточном генераторе ICEM CFD. Число ячеек варьировалось в диапазоне от 3 до 58 млн. Данные о сетках, использованных в расчетах, приведены в табл. 1.

\* ANSYS Inc. ANSYS Fluent 16.2 User's Guide, 2015.

Т а б л и ц а 1

Значения параметров использованных расчетных сеток

Параметр	Обозначение	Значение параметра для сетки					
		1-й	2-й	3-й	4-й	5-й	6-й
Относительная протяженность расчетной области вдоль оси $z$	$W/H$	1/6				1/3	1
Число разбиений вдоль координатной оси	$N_x$	536	751	1070	1446	1070	751
	$N_y$	179	252	354	482	354	252
	$N_z$	30	43	59	80	119	250
Общее число ячеек (округленно), млн.	$N_x \times N_y \times N_z$	3	8	23	58	46	48
Размер ячейки, мм $\times 10^3$	$\Delta$	16,8	12,0	8,4	6,2	8,4	12,0
	$\Delta/H$	5,6	4,0	2,8	2,1	2,8	4,0

Основная серия расчетов для исследования сеточной зависимости решения была выполнена с использованием самой узкой области с  $W/H = 1/6$ . Наиболее грубая (исходная) сетка состояла из 3 млн. ячеек, при этом размер каждой кубической ячейки был равен  $\Delta = 16,8$  мм. Построение более подробных сеток осуществлялось путем постепенного увеличения размерности исходной сетки в  $\sqrt{2}$ , 2 и  $2\sqrt{2}$  раза по каждому направлению. Таким образом, общее количество ячеек для четырех последовательно измельченных сеток составило 3, 8, 23 и 58 млн. ячеек (см. табл. 1, с 1-й по 4-ю сетки).

Для исходной сетки общей размерностью 3 млн. ячеек нормированное расстояние  $y^+$  от центра первой пристенной ячейки до стенки в среднем не превышает единицы, при этом максимальные значения, расположенные вблизи входной щели, достигают  $y^+ = 20$ .

Расчеты проводились с использованием ресурсов суперкомпьютерного центра «Политехнический» (<http://scc.spbstu.ru>). Задачи запускались на кластере «Политехник – РСК Торнадо» с пиковой производительностью 943 Тфлопс. Кластер содержит 668 двухпроцессорных узлов (Intel(R) Xeon(R) E5 2697v3), каждый узел содержит 14 ядер. Одна задача максимально распараллеливалась на 512 ядер, при этом для накопления нестационарной статистики требовалось минимум три недели реального времени (258 000 ядрочасов).

### Результаты расчетов и их обсуждение

#### Оценка соотношения между разрешаемой и моделируемой турбулентностью.

Охарактеризовать обоснованность применения вихреразрешающего подхода позволяет оценка отношения разрешаемой к моделируемой составляющих энергетического спектра турбулентности. В определенной степени об этом позволяет судить величина подсеточной (*англ.* SGS: SubGrid-Scale) вязкости, которая отражает вклад моделируемой турбулентности. На рис. 2, *a – d* изображены моментальные поля подсеточной вязкости, отнесенной к молекулярной, в нескольких сечениях помещения. Представлены результаты расчетов для базовой (самой узкой) расчетной области с  $W/H = 1/6$  (на сетке 8 млн. ячеек) и для варианта с отношением  $W/H = 1$ . Среднее значение относительной подсеточной вязкости для всей расчетной области примерно равно трем, при этом максимальное значение не превышает семи. Примечательно, что распределения величины  $v_{SGS}/\nu$  для разных значений ширины расчетной области качественно различаются при малых значениях  $x$  (см. рис. 2, *c*): пространственное распределение величины  $v_{SGS}/\nu$  для отношения  $W/H = 1$  свидетельствует о больших поперечных масштабах турбулентных вихрей, сопоставимых с продольным масштабом; при  $W/H = 1/6$  такие вихри не могут сформироваться в силу наложения условий периодичности; зависимость реше-

ния от поперечного размера расчетной области обсуждается ниже.

Моделируемую подсеточную кинетическую энергию турбулентности можно оценить по следующей формуле [20]:

$$k_{SGS} = 2C\Delta^2 |S|^2,$$

где  $C = 0,1$ .

На рис. 2,е показано распределение мгновенного поля подсеточной кинетической энергии турбулентности  $k_{SGS}$ , отнесенной к средней разрешенной кинетической энергии турбулентности  $\langle k \rangle$ , которая определяется как

$$\langle k \rangle = \left[ \left\langle (V'_x)^2 \right\rangle + \left\langle (V'_y)^2 \right\rangle + \left\langle (V'_z)^2 \right\rangle \right] / 2.$$

В области струи вклад подсеточной кинетической энергии в полную кинетическую энергию, равную  $\langle k \rangle + k_{SGS}$ , составляет менее 3%. В области возвратного течения, характеризующейся пониженными скоростями, вклад подсеточной кинетической энергии в полную кинетическую энергию еще меньше и в среднем не превышает 1%. В целом можно заключить, что доля моделируемой турбулентности невелика, и основной вклад составляет разрешаемая турбулентность.

**Оценка величины колмогоровского масштаба.** Важная характеристика при модели-

ровании турбулентных течений – это колмогоровский масштаб  $\eta$  (м), отражающий характерный размер минимальных вихрей, в которых происходит диссипация кинетической энергии за счет действия сил вязкого трения. Этот масштаб определяет минимальные требования к пространственному разрешению при прямом численном моделировании, которое должно полностью разрешить весь энергетический спектр турбулентности. Величина колмогоровского масштаба определяется по формуле

$$\eta = \left( \frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}, \quad (6)$$

где  $\varepsilon$ ,  $m^2/c^3$ , – скорость диссипации кинетической энергии турбулентности на единицу массы;  $v$ ,  $m^2/c$ , – кинематический коэффициент вязкости.

При распространении припотолочной струи локальные значения колмогоровского масштаба принимают минимальные значения в области пристенного пограничного слоя в начальной зоне распространения струи. Тем не менее, степень разрешения вихрей в области пристенного пограничного слоя в рамках настоящей работы явным образом не рассматривается; ниже лишь проводится обсуждение качества предсказания трения на стенке посредством сопостав-

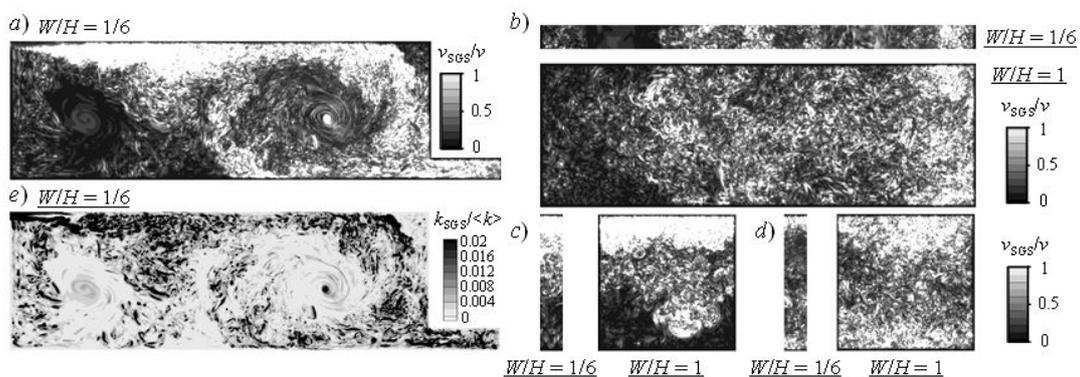


Рис. 2. Поля отношения подсеточной вязкости к молекулярной в сечениях  $z = 0,25$  м (а),  $y = 1,5$  м (b),  $x = 3,0$  м (c) и  $x = 6,0$  м (d); e – поле подсеточной кинетической энергии турбулентности, отнесенной к разрешаемой кинетической энергии турбулентности, в сечении  $z = 0,25$  м (указаны значения  $W/H$ )

ления решений, получаемых на различных сетках. Количественные оценки колмогоровского масштаба осуществляются, прежде всего, для слоя смешения, степень разрешения которого представляется чрезвычайно важной для адекватного предсказания структуры вентиляционного течения. Оценки величины  $\eta$  проводятся на основе расчетных данных для базовой (самой узкой) расчетной области с  $W/H = 1/6$ , при этом используются два различных способа определения местной скорости диссипации кинетической энергии турбулентности.

**1 способ оценки величины  $\epsilon$ .** Данный способ определения  $\epsilon$  для последующей оценки величины колмогоровского масштаба  $\eta$  основан на привлечении данных дополнительного стационарного RANS-расчета. Для этого случая использовалась квазиструктурированная сетка размерностью 141 тыс. ячеек со сгущениями в области слоя смешения и к стенкам помещения, так что величина  $y^+$  была меньше единицы (решение на данной сетке принимается сеточно-независимым). На входной границе задавалось однородное распределение скорости ( $V_{in} = 0,455$  м/с). Для замыкания RANS-постановки привлекалась полуэмпирическая модель турбулентности  $k-\epsilon$  RNG, что позволило непосредственно извлечь поле  $\epsilon$  из полученного численного решения.

Как оказалось, структуры течения, предсказываемые в RANS- и в WMLES- расчетах, в базовой расчетной области при  $W/H = 1/6$  заметно различаются. Об этом свидетельствует сопоставление полей среднего модуля скорости, полученных с помощью указанных подходов (рис. 3, *a* и *b*). Как будет показано далее, различия структуры течения связаны с тем, что результаты WMLES-расчетов при  $W/H = 1/6$  существенно зависят от размера расчетной области в трансверсальном направлении. Распределение  $\eta$ , рассчитанное на основе такого «рассогласованного» распределения  $\epsilon$ , приведено на рис. 3, *c*.

Дополнительно была решена вспомогательная двумерная RANS-задача, в которой было задано «замороженное» поле скорости, извлеченное из WMLES-расчета; было рассмотрено среднее поле в центральном сечении помещения,  $z = 0,25$  м (см. рис. 3, *b*). В «замороженной» постановке уравнения движения не решались, были лишь рассчитаны характеристики турбулентности (также с привлечением RNG-модели  $k-\epsilon$ ). Полученное таким образом поле  $\epsilon$  также использовалось для расчета поля  $\eta$  (см. рис. 3, *d*).

На рис. 3, *c* видно, что в распределении  $\eta$ , рассчитанном по полю  $\epsilon$ , соответствующему совместному RANS-расчету распределений скорости и характеристик турбулентности,

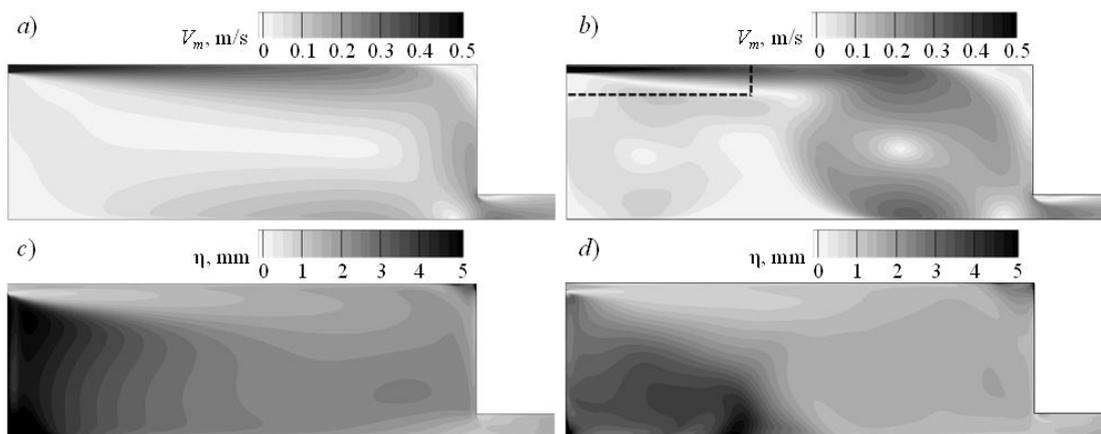


Рис. 3. Результаты RANS- (*a*) и WMLES- (*b*) расчетов полей модуля средней скорости, а также RANS-расчетов распределений колмогоровского масштаба, полученные через поля  $\epsilon$ , соответствующие двум различным картинам течения (*c, d*); на рис. 3, *b* пунктиром отмечена часть сечения для анализа данных в слое смешения

локальное значение колмогоровского масштаба меняется в пределах от  $\eta_{\min} = 0,42$  мм в области слоя смешения струи до  $\eta_{\max} = 13,3$  мм в области низкоскоростного течения (см. рис. 3,с, нижний левый угол). Распределение колмогоровского масштаба, построенного по полю  $\varepsilon$ , соответствующему «замороженному» WMLES-полю скорости, приведено на рис. 3,д. Распределение локальных значений  $\eta$  в этом случае заметно отличается от картины, показанной на рис. 3,с, но минимальное значение практически не меняется:  $\eta_{\min} = 0,43$  мм; локализация области малых значений  $\eta$  при этом также не изменяется, а максимальное значение  $\eta$  в этом случае составило  $\eta_{\max} = 34$  мм.

Таким образом, при проведении прямого численного моделирования течения в области  $W/H = 1/6$  с использованием равномерной сетки из кубических элементов с линейным размером  $\eta_{\min}$ , размерность сетки должна составлять не менее 182 млрд. ячеек. Для DNS-расчетов в области  $W/H = 1$ , описанной в экспериментальной работе [11], потребуется сетка общей размерностью минимум в 1100 млрд. ячеек, при этом для обеспечения значений числа Куранта, меньших единицы, значение шага по времени не должно превышать  $10^{-3}$  с. Необходимо принять во внимание, что указанные оценки не учитывают уменьшение  $\eta$  в пограничном слое пристенной струи и в реальности для проведения DNS-расчетов потребуются сетки еще большей размерности.

Результаты проведенных оценок сведены в табл. 2, где для четырех рассмотренных вариантов приведены значения отношения линейного размера ячейки расчетной сетки к локальным минимальному и максимальному значениям колмогоровского масштаба.

**И способ оценки величины  $\varepsilon$ .** Данный способ определения  $\varepsilon$  основан на непосредственном использовании данных, полученных с помощью подхода LES. Последний основан на интерпретации уравнения для кинетической энергии турбулентности:

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \overline{V_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{V_j' k'} &= \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \delta_{jk} \left( \overline{V_k p'} \right) + \\ + \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j^2} - \overline{V_j' V_k'} \frac{\partial \overline{V_k}}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial \overline{V_k'}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{V_k'}}{\partial x_j}, \end{aligned} \quad (7)$$

где последнее слагаемое как раз и представляет выражение для скорости ее диссипации,

$$\varepsilon = \nu \frac{\partial \overline{V_k'}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{V_k'}}{\partial x_j}. \quad (8)$$

Подход DNS позволяет полностью разрешить энергетический спектр турбулентности, поэтому скорость диссипации, непосредственно вычисленная по формуле (8), будет при этом определена точно. Скорость диссипации имеет максимум в высокочастотной части энергетического спектра, а в методе LES высокочастотная часть спектра моделируется с привлечением подсеточной вязкости и значение разрешенной скорости диссипации, вычисленное по формуле (8), окажется заниженным, по сравнению с точным значением  $\varepsilon$ . При проведении LES-расчетов на последовательно измельчаемых сетках, обеспечивающих лучшее разрешение высокочастотной области спектра, величина  $\varepsilon$  будет увеличиваться. Соответственно, значения  $\eta$  будут уменьшаться, приближаясь к точному значению.

Оценку  $\eta$ , проведенную на основе непосредственного расчета  $\varepsilon$  по формуле (8), иллюстрирует рис. 4,а,б, где изолиниями показаны распределения отношения линейного размера ячеек сеток, состоящих из 8 и 58 млн. ячеек, к локальным значениям колмогоровского масштаба. Соответствующие минимальные значения  $\eta_{\min}$  для различных сеток приведены в табл. 2: с измельчением сетки от 3 до 58 млн. ячеек (размер кубических элементов уменьшается почти в 3 раза) величина колмогоровского масштаба уменьшается на 33%.

Т а б л и ц а 2

**Результаты оценок величины колмогоровского масштаба по методам I–IV**

Номер сетки	Величина	Расчетное значение			
		I	II	III	IV
1-я ( $\Delta = 16,8$ мм)	$\eta_{\min}$ , мм	0,42	0,43	1,41	0,56
	$\eta_{\max}$ , мм	13,3	34,0	8,7	–
	$\Delta/\eta_{\min}$	40	39	12	30
	$\Delta/\eta_{\max}$	1,3	0,5	1,9	–
2-я ( $\Delta = 12,0$ мм)	$\eta_{\min}$ , мм	0,42	0,43	1,27	0,63
	$\eta_{\max}$ , мм	13,3	34,0	9,0	–
	$\Delta/\eta_{\min}$	29	28	9	19
	$\Delta/\eta_{\max}$	0,90	0,35	1,30	–
3-я ( $\Delta = 8,4$ мм)	$\eta_{\min}$ , мм	0,42	0,43	1,14	0,64
	$\eta_{\max}$ , мм	13,3	34,0	9,8	–
	$\Delta/\eta_{\min}$	20	20	7	13
	$\Delta/\eta_{\max}$	0,60	0,25	0,90	–
4-я ( $\Delta = 6,2$ мм)	$\eta_{\min}$ , мм	0,42	0,43	1,06	0,64
	$\eta_{\max}$ , мм	13,3	34,0	9,2	–
	$\Delta/\eta_{\min}$	15	14	6	10
	$\Delta/\eta_{\max}$	0,50	0,18	0,70	–

П р и м е ч а н и я. 1. О методах: I, II – определяли отношения размера ячейки  $\Delta$  к минимуму ( $\eta_{\min}$ ) и максимуму ( $\eta_{\max}$ ) значений локального колмогоровского масштаба (КМ), вычисленных по данным RANS-расчетов поля скорости и характеристик турбулентности (I), а также в «замороженном» WMLES-поле скорости (II); III, IV – строили КМ по разрешенной в LES-расчете скорости диссипации (8) (III), а также по скорости диссипации, оценка которой проведена на основе выражения (9) (IV).

2. Нумерация сеток соответствует табл. 1.

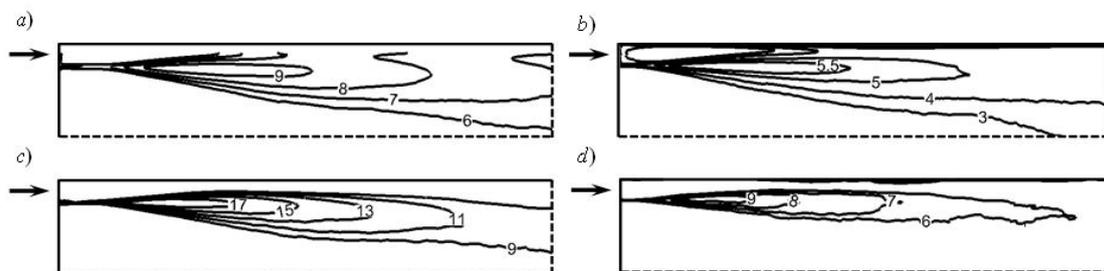


Рис. 4. Распределения отношения линейного размера ячейки расчетной сетки к колмогоровскому масштабу, рассчитанному непосредственно на основе оценки  $\epsilon$  по данным LES-расчетов (a,b), а также его оценки на основе выражения (9) (c,d).

Показаны данные для области струи.

Размерность сеток составляла 8 млн. (a,b) и 58 млн. ячеек (c,d)

Оценка скорости диссипации кинетической энергии турбулентности по данным LES-расчетов может быть также проведена по методике, предложенной в работе [22]; указанная методика уже была успешно применена в работе [23] при рассмотрении задачи струйного течения. Согласно данным статьи [22], вместо непосредственной оценки величины  $\varepsilon$  по данным LES можно провести расчет всех остальных слагаемых в уравнении (7), что даст косвенную, но более точную оценку  $\varepsilon$  (сумма всех рассчитанных слагаемых должна быть подставлена в уравнение (6) для определения  $\eta$ ). Полученное таким образом значение колмогоровского масштаба не должно заметно меняться при изменении размерности расчетной сетки.

Для оценки  $\eta$  в слое смешения можно ограничиться вычислением лишь одного члена в генерационном слагаемом, входящем в уравнение (7), который вносит определяющий вклад в генерацию турбулентности в этой области:

$$\overline{V'_y V'_x} \frac{\partial \overline{V}_x}{\partial y} = (\overline{V_y V_x} - \overline{V}_y \overline{V}_x) \frac{\partial \overline{V}_x}{\partial y}. \quad (9)$$

Расчет слагаемого (9) по данным WMLES-расчетов позволил получить еще одну оценку  $\varepsilon$  и, соответственно, колмогоровского масштаба. Распределения отношения линейного размера ячеек сеток, состоящих из 8 и 58 млн. ячеек, к локальным значениям рассчитанного таким образом поля  $\eta$  приведены на рис. 4, *c, d* соответственно. Расчетные минимальные значения  $\eta_{\min}$  для различных сеток приведены в последнем столбце табл. 2: при переходе от сетки к сетке они практически не меняются, стремясь с измельчением сетки к значению  $\eta_{\min} = 0,64$  мм. Обоснованное проведение DNS при этом требует использования расчетной сетки размерностью 51 млрд. ячеек для  $W/H = 1/6$  (306 млрд. ячеек для  $W/H = 1$ ).

**Исследование зависимости решения от параметров сетки.** Серия параметрических расчетов для оценки степени влияния на решение входных граничных условий также

была проведена для расчетной области  $W/H = 1/6$ . На рис. 5 *a, b* представлены осредненные во времени распределения коэффициента трения  $C_f$  вдоль верхней и нижней стенок в ее среднем сечении (дополнительного пространственного осреднения не проводилось). Видно, что количественное предсказание величины коэффициента трения зависит от степени пространственного разрешения, особенно на верхней стенке. Имеет место монотонный рост трения по мере измельчения сетки. Отличия решений, полученных на исходной (3 млн. ячеек) и на первой измельченной (8 млн. ячеек) сетках достигают 15%; при дальнейшем измельчении сетки сеточная зависимость снижается. Наблюдается и некоторое качественное влияние пространственного разрешения на предсказываемую структуру течения, о чем свидетельствуют локальные различия распределений трения. Так, в окрестности верхней стенки при  $x > 7$  м происходит отсоединение пристенной струи, приводящее к формированию рециркуляционной зоны (см. рис. 5, *a*). Положение точки отрыва зависит от размерности расчетной сетки: на самой грубой сетке отрыв происходит примерно на 1 м ближе ко входу, чем на сетке с самым подробным пространственным разрешением. Положение точек отрыва и присоединения потока на нижней стенке также несколько зависят от сетки (см. рис. 5, *b*).

На рис. 5, *c* представлены распределения осредненной продольной скорости вдоль расположенных в срединном сечении вертикальных линий: *A-A* при значении  $x/H = 1,0$  и *B-B* при  $x/H = 2,0$  (показаны пунктиром на рис. 1). Видна зависимость значений скорости в струе от пространственного разрешения: чем мельче сетка, тем выше максимальная скорость в струе, причем как в сечении *A-A* (область I), так и в сечении *B-B* (область II). Некоторая сеточная зависимость видна и в зоне возвратного течения (сечение *B-B*, область II).

Результаты расчетов на сетках, состоящих из 23 и 58 млн. ячеек, близки между собой как по профилям скорости, так и по распре-

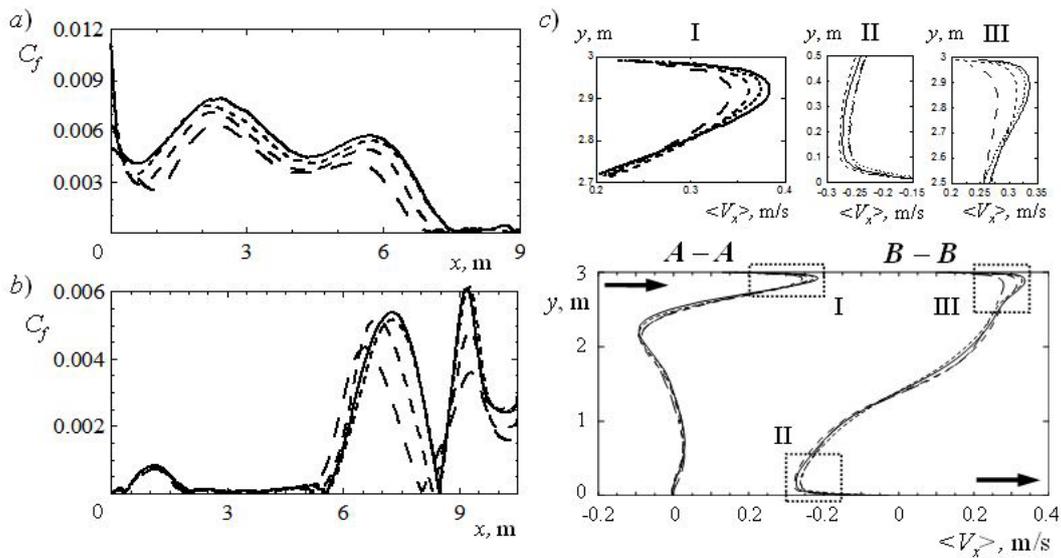


Рис. 5. Распределения коэффициента трения вдоль верхней (a) и нижней (b) стенок, а также профили скорости вдоль линий A-A и B-B (c).  
 Размерности использованных сеток, млн. ячеек: 3, 8, 23 (длинный, средний и короткий пунктиры соответственно) и 58 (сплошная линия)

делению трения. Таким образом, для сетки размерностью 23 млн. ячеек решение можно трактовать как практически не зависящее от сетки. При использовании ячеек с линейным размером 12 мм (сетка из 8 млн. ячеек) сеточная зависимость решения более выражена, однако было принято решение использовать именно такие ячейки при увеличении поперечного размера расчетной области. При использовании более мелкой сетки с линейным размером ячеек 8 мм в расчетах для  $W/H = 1$  потребовалось бы использовать сетку, состоящую примерно из 140 млн. ячеек, что было неприемлемым при имеющихся вычислительных ресурсах.

**Влияние входных граничных условий.** Серия параметрических расчетов для оценки степени влияния на решение входных граничных условий была также проведена для области  $W/H = 1/6$  (сетка размерностью 8 млн. ячеек). Рассматривалось три различных профиля скорости (однородный и профили, извлеченные из решения задачи о течении в канале в сечении 18 и 60 калибров от входа в канал). Для профиля, взятого в сечении 18 калибров, был дополнительно рассчитан ва-

риант без использования генератора синтетической турбулентности.

Влияние входных граничных условий иллюстрирует рис. 6, где приведены распределения осредненной продольной компоненты скорости вдоль расположенных в срединном сечении тех же вертикальных линий A-A и B-B. Зависимость осредненной структуры течения от профиля скорости на входе иллюстрирует рис. 6,а (все представленные здесь распределения получены с использованием генератора синтетической турбулентности). Видно, что при задании на входе развитого профиля скорость в струе несколько выше: отличия в сечении A-A (область I) составляют примерно 10%, ниже по потоку также выражено расслоение распределений скорости. Возвратное течение при задании однородного профиля также характеризуется меньшей интенсивностью (см. рис. 6,а, сечение B-B, область II). Отметим, что два решения, полученные для двух различных входных распределений скорости, отличных от однородного профиля, очень близки друг к другу.

Сопоставление распределений скорости, полученных для одного и того же входного

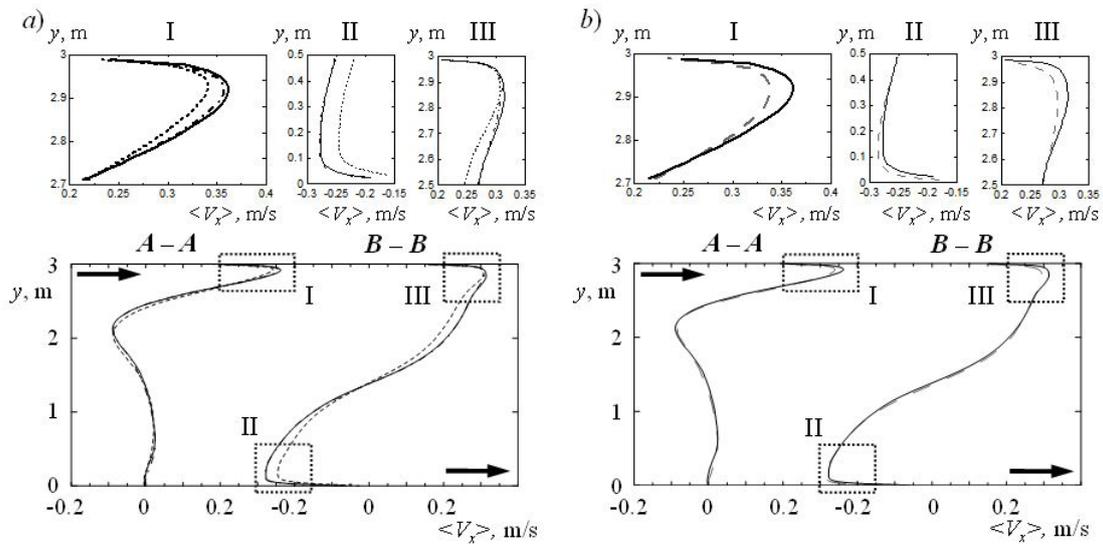


Рис. 6. Зависимости осредненной структуры течения (продольная скорость вдоль линий  $A-A$  и  $B-B$ ) от разных профилей скорости на входе (а) и от использования генератора синтетической турбулентности (отключен – длинный пунктир) для одного и того же входного профиля  $x/h_{in} = 18$  (b); а – профили скорости на входе: однородный (короткий пунктир), при  $x/h_{in} = 18$  и  $60$  (сплошная и штрихпунктирная линии соответственно)

профиля с использованием генератора синтетической турбулентности и без него приведено на рис. 6, b. Видно, что в том случае, когда генератор турбулентности не используется, скорость в ядре струи оказывается несколько ниже, причем степень влияния генератора примерно соответствует переходу от однородного к развитому профилю. Однако на описание общей циркуляции воздуха в помещении, в том числе на уровень скоростей в зоне возвратного течения, применение генератора синтетической турбулентности влияния практически не оказывает.

**Влияние протяженности расчетной области в поперечном направлении.** Известно, что при моделировании периодических течений с использованием вихререзающих подходов, на решение может существенно влиять недостаточная протяженность расчетной области в направлении периодичности. Чтобы исследовать влияние этого параметра в рассматриваемой задаче, была проведена серия расчетов, в которых относительная ширина расчетной области принималась равной  $W/H = 1/6$  (базовый вариант, для которого выше представлено исследование сеточной

зависимости и влияния граничных условий на входе), а также  $W/H = 1/3$  и  $1$ .

Структура осредненного течения, полученная в периодической постановке для трех указанных значений  $W/H$ , показана на рис. 7, a – c; на рис. 7, d приведена структура течения, рассчитанная в полной постановке, с учетом боковых стенок [16]. Видно, что при значениях  $W/H = 1/6$  и  $1/3$  реализуется двухвихревая картина течения: интенсивное вторичное течение занимает лишь правую половину расчетной области, а в левой формируется менее интенсивный вторичный вихрь с противоположным направлением вращения. Увеличение размера расчетной области в направлении периодичности изменяет картину осредненного течения: пара крупных вихрей трансформируется в один, занимающий практически всю расчетную область (см. рис. 7, c). Отметим, что структура течения, полученная в периодической постановке при  $W/H = 1$ , практически совпадает с картиной течения в среднем сечении (см. рис. 7, d), рассчитанной в полной постановке, с боковыми стенками.

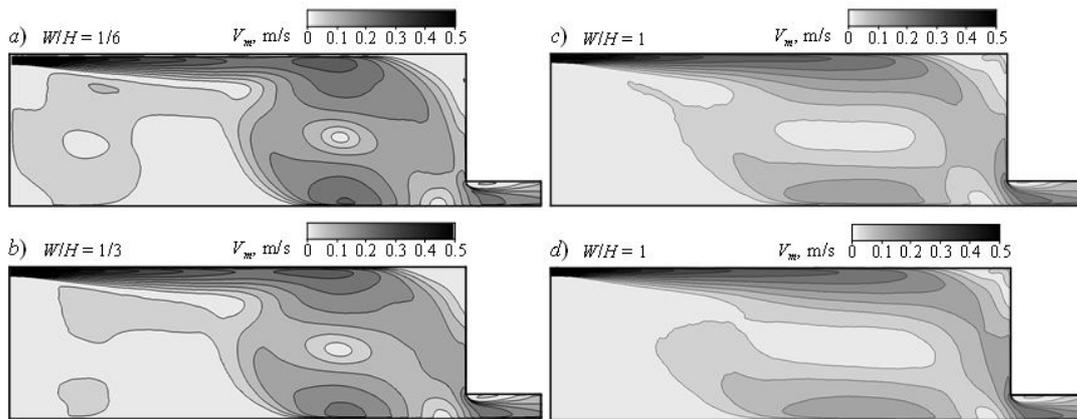


Рис. 7. Поля модуля средней скорости в срединном продольном сечении, полученные при двух постановках задачи: периодической (a – c) и полной, с боковыми стенками [16] (d). Указаны значения  $W/H$

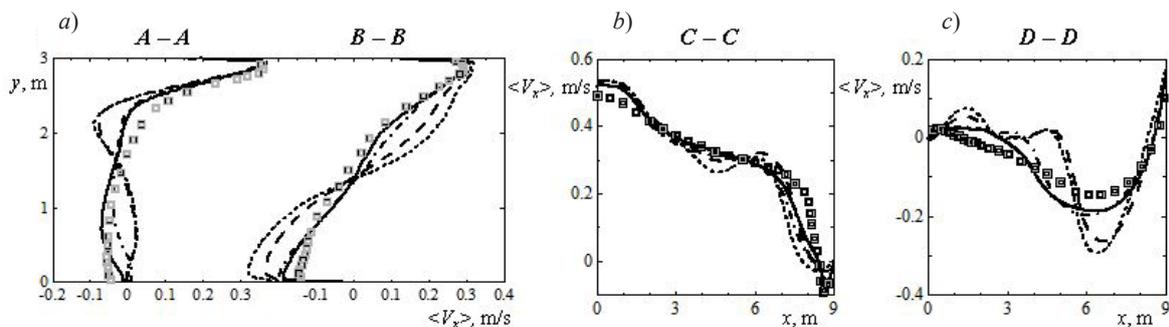


Рис. 8. Расчетные (линии) и экспериментальные [11] (символы) профили средней продольной скорости в четырех сечениях, полученные в полной постановке с боковыми стенками [16] (сплошные линии) и в периодической постановке (остальные линии) при разных значениях  $W/H$ : 1/6 (короткий пунктир), 1/3 (длинный пунктир) и 1 (штрихпунктир)

Влияние протяженности расчетной области в направлении периодичности демонстрируют также профили скорости, показанные на рис. 8 в сопоставлении с экспериментальными данными [11]. Линии, расположенные здесь в срединном сечении, были выше показаны пунктиром на рис. 1:  $A-A$  и  $B-B$  – вертикальные линии;  $C-C$  и  $D-D$  – горизонтальные линии при значениях  $y/H = 0,972$  и  $0,028$  соответственно.

На рис. 8 видно, что профили, полученные для  $W/H = 1$  в периодической и полной постановках, практически полностью совпадают. Эти расчеты хорошо воспроизводят картину течения, которая наблюдалась экспериментально [11] (количественные различия

расчетных результатов в полной постановке и экспериментальных данных, полученные для области возвратного течения, обсуждаются в статье [16]). Следует заключить, что при  $W/H \geq 1$  структура течения воспроизводится правильно для области, безграничной в  $z$ -направлении. При меньшей протяженности расчетной области, условия периодичности существенно влияют на форму и протяженность вихрей в поперечном направлении, при этом обнаруживается своего рода анизотропия. Развитие крупномасштабных в поперечном направлении вихревых структур при  $W/H = 1$  можно наблюдать на представленных выше мгновенных полях подсеточной вязкости (см. рис. 2, c, d). При прове-



дении моделирования в расчетной области меньшего поперечного размера воспроизведение таких вихрей в численном решении невозможно, что и приводит к заметным изменениям в осредненных полях.

Несмотря на то, что в базовом варианте с  $W/H = 1/6$  структура осредненного течения зависит от размера расчетной области, она отражает все характерные особенности рассматриваемого течения, а именно: распространение пристенной турбулентной струи, развитие слоя смешения и формирование крупных вихревых структур, определяющих течение в целом. Таким образом, методические результаты по влиянию сетки и входных граничных условий, полученные при  $W/H = 1/6$ , можно распространить на все рассмотренные варианты.

### Заключение

На основе вихреразрешающего подхода WMLES проведено численное моделирование турбулентного течения воздуха в помещении, вентилируемом плоской воздушной струей, подаваемой из расположенного под потолком щелевого отверстия, при числе Рейнольдса  $Re = 5 \cdot 10^3$ . Задача ставилась в периодической постановке, описывающей квазидвумерное течение в помещении, сильно вытянутом в поперечном направлении. Расчеты проводились в гидродинамическом коде общего назначения ANSYS Fluent, обе-

спечивающем второй порядок дискретизации по времени и пространству.

В ходе серии расчетов, выполненных на сетках с линейным размером кубической ячейки в диапазоне от 6 до 16 мм, проведен анализ зависимости решения от сетки; признана приемлемой базовая сетка с линейным размером ячейки 12 мм. Оценки колмогоровского масштаба показали, что для базовой сетки минимальные значения колмогоровского масштаба в слое смешения локально примерно в 20 раз меньше линейного размера ячейки.

Установлено, что применение генератора синтетической турбулентности при задании входных граничных условий практически не оказывает влияния на описание общей циркуляции воздуха в помещении, в том числе на уровень скоростей в зоне возвратного течения.

Показано, что протяженность расчетной области в поперечном направлении заметно влияет на результаты расчетов при  $W/H < 1$ . При проведении расчетов в области протяженностью  $W/H \geq 1$  осредненная структура квазидвумерного течения в помещении, вытянутом в поперечном направлении, воспроизводится правильно.

Исследование выполнено при поддержке Программы повышения конкурентоспособности ведущих университетов Российской Федерации (Проект 5-100-2020).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Денисихина Д.М., Луканина М.А., Самолетов М.В. Математическое моделирование микроклимата в помещении бассейна // Вентиляция, отопление, кондиционирование воздуха, теплоснабжение и строительная теплофизика (АВОК). 2012. № 6. С. 56–61.
2. Palmowska A., Lipska B. Experimental study and numerical prediction of thermal and humidity conditions in the ventilated ice rink arena // Building and Environment. 2016. Vol. 108. 1 November. Pp. 171–182.
3. Lipska B., Trzeciakiewicz Z., Ferdyn-Grygierek J., Popiolek Z. The improvement of thermal comfort and air quality in the historic Assembly hall of a university // Indoor and Built Environment. 2012. Vol. 21. No. 2. Pp. 332–337.
4. Никулин Д.А., Стрелец М.Х., Чумаков Ю.С. Результаты компьютерного моделирования аэродинамики и температурного состояния интерьера Исаакиевского собора // Сб. научных трудов «Кафедра IV». Исаакиевский собор между прошлым и будущим. СПб.: Изд-во Исаакиевского собора, 2008. С. 404–424.

5. **Усачов А.Е.** Численное исследование системы вентиляции пассажирского салона перспективного самолета // Ученые записки ЦАГИ. 2009. Т. XL. № 4. С. 56–62.
6. **You R., Chen J., Lin C.H., Wei D., Sun H., Chen Q.** Investigating the impact of gaspers on cabin air quality in commercial airliners with a hybrid turbulence model // Building and Environment. 2017. Vol. 111. January. Pp. 110–122.
7. **Son C.H., Turner E.H., Smirnov E.M., Ivanov N.G., Telnov D.S.** Integrated computational fluid dynamics carbon dioxide concentration study for the international space station // SAE Transactions. Journal of Aerospace. 2005. Vol. 114. Pp. 89–94.
8. **Ivanov N.G., Telnov D.S., Smirnov E.M., Son C.H.** Propagation of CO<sub>2</sub> field after fire extinguisher discharge: a numerical study // AIAA Techn. Paper AIAA 2011-5078. 2011. 8 p. (<https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2011-5078>).
9. **Piomelli U.** Large eddy simulations in 2030 and beyond // Phil. Trans. R. Soc. A. 2014. Vol. 372. No. 2022. P. 20130320.
10. **Davidson L., Nielsen P.V.** Large eddy simulations of the flow in a three dimensional ventilated room // Proc. of the 5<sup>th</sup> International Conference on Air Distribution in Rooms ‘ROOMVENT-96’ (Yokohama, Japan, July 17–19). 1996. Vol. 2. Pp. 161–168.
11. **Nielsen P.V., Restivo A., Whitelaw J.H.** The velocity characteristics of ventilated room // J. Fluids Engineering. 1978. Vol. 100. No. 3. Pp. 291–298.
12. **Jiang Y., Su M., Chen Q.** Using large eddy simulation to study airflows in and around buildings // ASHRAE Transactions. 2003. Vol. 109. No. 2. Pp. 517–526.
13. **Smirnov E.M., Ivanov N.G., Telnov D.S., Son C.H.** CFD modeling of cabin air ventilation in the International Space Station: a comparison of RANS and LES data with test measurements for the Columbus Module // International Journal of Ventilation. 2006. Vol. 5. No. 2. Pp. 219–228.
14. **Durrani F.** Using large eddy simulation to model buoyancy-driven natural ventilation. School of Civil and Building Engineering, Loughborough University, UK. 2013. Ph. D. Thesis. 187 p.
15. **Hawendi S., Gao S.** Impact of windward inlet-opening positions on fluctuation characteristics of wind-driven natural cross ventilation in an isolated house using LES // International Journal of Ventilation. 2018. Vol. 17. No. 2. Pp. 93–119.
16. **Засимова М.А., Иванов Н.Г., Марков Д.** Численное моделирование циркуляции воздуха в помещении при подаче из плоской щели. II. LES-расчеты для помещения конечной ширины // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2020. № 3. С. 75–92.
17. **Smagorinsky J.** General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment // Monthly Weather Review. 1963. Vol. 91. No. 3. Pp. 99–164.
18. **Shur M.L., Spalart P.R., Strelets M.K., Travin A.K.** A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2008. Vol. 29. No. 6. Pp. 1638–1649.
19. **Mathey F.** Aerodynamic noise simulation of the flow past an airfoil trailing-edge using a hybrid zonal RANS-LES // Computers & Fluids. 2008. Vol. 37. No. 7. Pp. 836–843.
20. **Sagaut P.** Large Eddy Simulation for incompressible flows: An introduction. 3<sup>rd</sup> Ed. Heidelberg: Springer, 2006. 556 p.
21. **Wilcox D.C.** Turbulence modeling for CFD. 3<sup>rd</sup> Ed. La Canada: DCW Industries, Inc., 2006. 515 p.
22. **Dejoan A., Leschziner M.A.** Large eddy simulation of a plane turbulent wall jet // Physics of Fluids. 2005. Vol. 17. No. 2. P. 025102.
23. **Guseva E.K., Strelets M.Kh., Travin A.K., Burnazzi M., Knopp T.** Zonal RANS-IDDES and RANS computations of turbulent wake exposed to adverse pressure gradient // Journal of Physics: Conf. Series. 2018. Vol. 1135. International Conference PhysicA.SPb/2018 23–25 October 2018, Saint Petersburg, Russia. P. 012092.

*Статья поступила в редакцию 20.04.2020, принята к публикации 13.07.2020.*



## СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

**ЗАСИМОВА Марина Александровна** – ассистент Высшей школы прикладной математики и вычислительной физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
zasimova\_ma@spbstu.ru

**ИВАНОВ Николай Георгиевич** – кандидат физико-математических наук, доцент Высшей школы прикладной математики и вычислительной физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
ivanov\_ng@spbstu.ru

**МАРКОВ Детелин** – PhD, доцент Софийского технического университета, г. София, Болгария.

1000, Болгария, г. София, бульвар Климента Орхидского, 8  
detmar@tu-sofia.bg

## REFERENCES

1. **Denisikhina D.M., Lukanina M.A., Samoletov M.V.**, Matematicheskoe modelirovanie microclimata v pomeshchenii basseina [Mathematical modeling of indoor climate in a swimming pool], AВОK: Ventilation, Heating, Air Conditioning, Heat Supply and Building Thermophysics. 6 (2012) 56–61 (in Russian).
2. **Palmowska A., Lipska B.**, Experimental study and numerical prediction of thermal and humidity conditions in the ventilated ice rink arena, Building and Environment. 108 (1 November) (2016) 171–182.
3. **Lipska B., Trzeciakiewicz Z., Ferdyn-Grygierek J., Popiolek Z.**, The improvement of thermal comfort and air quality in the historic assembly hall of a university, Indoor and Built Environment. 21 (2) (2012) 332–337.
4. **Niculin D.A., Strelets M.K., Chumakov Yu.S.**, Rezultaty komputernogo modelirovaniya aerodinamiki i temperaturnogo sostoyaniya interiera Isakievskogo sobora [Results of numerical modelling of the airflow and thermal comfort of St. Isaac's Cathedral interior], In the sci. collection of articles “Kafedra IV”: “St. Isaac's Cathedral between the past and the future”, Published by St. Isaac's Cathedral (2008) 404–424 (in Russian).
5. **Usachov A.E.**, Chislennoe issledovanie sistemy ventilatsii passazhirskogo salona perspektivnogo samoleta [Numerical study of ventilation system of passenger cabin of a perspective aircraft], Scientific Notes of TsAGI. 40 (4) (2009) 56–62 (in Russian).
6. **You R., Chen J., Lin C.H., et al.**, Investigating the impact of gaspers on cabin air quality in commercial airliners with a hybrid turbulence model, Building and Environment. 111 (January) (2017) 110–122.
7. **Son C.H., Turner E.H., Smirnov E.M., et al.**, Integrated computational fluid dynamics carbon dioxide concentration study for the International Space Station, SAE Transactions, Journal of Aerospace. 114 (2005) 89–94.
8. **Ivanov N.G., Telnov D.S., Smirnov E.M., Son C.H.**, Propagation of CO<sub>2</sub> field after fire extinguisher discharge: a numerical study, AIAA Techn. Paper AIAA 2011-5078 (2011) 8 p.
9. **Piomelli U.**, Large eddy simulations in 2030 and beyond, Phil. Trans. R. Soc. A. 372 (2022) (2014) 20130320.
10. **Davidson L., Nielsen P.V.**, Large eddy simulations of the flow in a three dimensional ventilated room, Proc. of the 5<sup>th</sup> International Conference on Air Distribution in Rooms ‘ROOMVENT-96’ (Yokohama, Japan, July 17–19, 1996). 2 (1996) 161–168.
11. **Nielsen P.V., Restivo A., Whitelaw J.H.**,

The velocity characteristics of ventilated room, *J. Fluids Engineering*. 100 (3) (1978) 291–298.

12. **Jiang Y., Su M., Chen Q.**, Using large eddy simulation to study airflows in and around buildings, *ASHRAE Transactions*. 109 (2) (2003) 517–526.

13. **Smirnov E.M., Ivanov N.G., Telnov D.S., Son C.H.**, CFD modeling of cabin air ventilation in the International Space Station: a comparison of RANS and LES data with test measurements for the Columbus Module, *Int. J. of Ventilation*. 5 (2) (2006) 219–228.

14. **Durrani F.**, Using large eddy simulation to model buoyancy-driven natural ventilation, Ph. D. Thesis, School of Civil and Building Engineering, Loughborough University, UK, 2013.

15. **Hawendi S., Gao S.**, Impact of windward inlet-opening positions on fluctuation characteristics of wind-driven natural cross ventilation in an isolated house using LES, *International Journal of Ventilation*. 17 (2) (2018) 93–119.

16. **Zasimova M.A., Ivanov N.G., Markov D.**, Numerical modeling of air distribution in a test room with 2D sidewall jet. II. LES-computations for the room with finite width, *St. Petersburg Polytechnical State University Journal. Physics and Mathematics*. 13 (3) (2020) 75–92.

17. **Smagorinsky J.**, General circulation exper-

iments with the primitive equations. I. The basic experiment, *Monthly Weather Review*. 91 (3) (1963) 99–164.

18. **Shur M.L., Spalart P.R., Strelets M.K., Travin A.K.**, A hybrid RANS LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities, *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 29 (6) (2008) 1638–1649.

19. **Mathey F.**, Aerodynamic noise simulation of the flow past an airfoil trailing-edge using a hybrid zonal RANS-LES, *Computers & Fluids*. 37 (7) (2008) 836–843.

20. **Sagaut P.**, Large eddy simulation for incompressible flows: An introduction, 3<sup>rd</sup> Ed. Springer, Heidelberg (2006).

21. **Wilcox D.C.**, Turbulence modeling for CFD, 3<sup>rd</sup> Ed., DCW Industries, Inc., La Canada (2006).

22. **Dejoan A., Leschziner M.A.**, Large eddy simulation of a plane turbulent wall jet, *Physics of Fluids*. 17 (2) (2005) 025102.

23. **Guseva E.K., Strelets M.Kh., Travin A.K., et al.**, Zonal RANS-IDDES and RANS computations of turbulent wake exposed to adverse pressure gradient, *Journal of Physics: Conf. Series*. 1135, International Conference PhysicA.SPb/2018 23–25 October 2018, Saint Petersburg, Russia (2018) 012092.

*Received 20.04.2020, accepted 13.07.2020.*

## THE AUTHORS

### **ZASIMOVA Marina A.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation

zasimova\_ma@spbstu.ru

### **IVANOV Nikolay G.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation

ivanov\_ng@spbstu.ru

### **MARKOV Detelin**

*Technical University of Sofia*

8 Kliment Ohridsky boulevard, Sofia, 1000, Bulgaria

detmar@tu-sofia.bg